

**Aufbau einer Apparatur zum Nachweis schneller Neutronen
und Messung der Vektoranalysierstärke
der Reaktionen $C^{12}(d,n) N^{13}$ und $Si^{28}(d,n) P^{29}$**

**Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg**

**zur
Erlangung des Doktorgrades**

**vorgelegt
von
Peter Krä~~m~~mer
aus
Regensburg**

AUFBAU EINER APPARATUR ZUM NACHWEIS SCHNELLER NEUTRONEN
UND MESSUNG DER VEKTORANALYSIERSTÄRKE
DER REAKTIONEN $C^{12}(d,n)N^{13}$ UND $Si^{28}(d,n)P^{29}$

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades
vorgelegt von

Peter Krämmer

aus

Regensburg



Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	4.2.1976
Vorsitzender der Promotions- kommission:	Prof. Dr. H.Behrens
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. E.Finckh
Zweitberichterstatter:	Wiss.Rat Prof. Dr.A.Hofmann

Inhaltsverzeichnis

Seite

Zusammenfassung	1
1. Einleitung	2
2. Experimenteller Aufbau	3
2.1. Die Meßanordnung	3
2.2. Die Zähler	4
2.3. Die Nachweiselektronik	8
2.4. Die Impulshöhenspektren für $C^{12}(d,n)N^{13}$ und $Si^{28}(d,n)P^{29}$	12
3. Auswertung der Messungen	14
3.1. Zusammenhang zwischen Impulshöhenspektrum und Neutronenspektrum	14
3.2. Die numerische Auswertung der Impulshöhen- spektren	18
3.3. Die differenzierten Spektren	21
4. Die Auswertung der Neutronenspektren	24
4.1. Die Auswertung der angeregten Zustände	24
4.2. Die Berechnung der Analysierstärke	27
5. Berechnung der Analysierstärke im DWBA-Modell	29
5.1. Die Übergangsamplitude	29
5.2. Die Polarisation der Ejektile	32
5.3. Der Zusammenhang zwischen Analysierstärke und Polarisation	34
6. Diskussion der Meßergebnisse	36
6.1. Die optischen Potentiale	36
6.2. Die Übergänge mit $l \neq 0$	38
6.3. Die Übergänge mit $l = 0$	41
Literaturverzeichnis	46

Zusammenfassung

Zur Messung von (d,n) - Reaktionen wurden Neutronendetektoren mit n- γ - Impulsformdiskrimination aufgebaut. Die Neutronenenergie wird aus den Protonenrückstoßspektren bestimmt. Dazu wurden mehrere Rechenverfahren erprobt.

Zur Anwendung der Apparatur wurde die Vektoranalysierstärke der Reaktionen $C^{12}(\vec{d}, n_{0,1})N^{13}$ und $Si^{28}(\vec{d}, n_{0,1,2})P^{29}$ bei einer Deuteronenenergie von $E_d = 11$ MeV gemessen. Die Ergebnisse wurden mit DWBA-Rechnungen verglichen und mit entsprechenden $(\vec{d}, p)$ - Reaktionen aus der Literatur. Bei der Reaktion $Si^{28}(\vec{d}, n_1)P^{29}$ und $Si^{28}(\vec{d}, n_2)P^{29}$ konnte die Abhängigkeit der Vektoranalysierstärke von $j = 1 \pm 1/2$ gezeigt werden.

1. Einleitung

Während bisher Messungen der Vektoranalysierstärke für $(\vec{d},p)$ -Stripping-Reaktionen sehr zahlreich durchgeführt worden sind, liegen nur wenige Ergebnisse für $(\vec{d},n)$ -Reaktionen vor; nämlich die Messungen von Hilscher et.al. an den Kernen $C^{12}, N^{14}, N^{15}, B^{11}$ (Hdq 71), an Y^{89} (Qui 72) und Ca^{40} (Hil 75).

Ein Vergleich der Ergebnisse mit den Ergebnissen von $(\vec{d},p)$ -Reaktionen z.T. an den entsprechenden Spiegelkernen zeigt bei sämtlichen Kernen, mit Ausnahme von Y^{89} , eine gute Übereinstimmung der Vektoranalysierstärken. Bei der $Y^{89}(d,n)$ -Reaktion tritt Vorzeichenwechsel gegenüber der entsprechenden $(\vec{d},p)$ -Reaktion auf.

Nach Fertigstellung der vorliegenden Arbeit wurden von P.A.Quin et.al. Messungen an den Kernen Ni^{58}, Ni^{60} (Hic 75) und Cu^{63}, Cu^{65} (Won 75) veröffentlicht. Sie zeigen die bei $(\vec{d},p)$ -Reaktionen oft gemessene j -Abhängigkeit der Analysierstärke (z.B. Yul 67). Für einen gegebenen Wert von l hat die Vektoranalysierstärke verschiedenes Vorzeichen für $j = l + 1/2$ und $j = l - 1/2$.

Ein Vergleich der Tensoranalysierstärken von $(\vec{d},p)$ - und $(\vec{d},n)$ -Reaktionen wird in Zukunft von Interesse sein. Mit einer Lamb-shift-Quelle steht in Erlangen eine leistungsfähige Quelle für vektor- und tensorpolarisierte Deuteronen zur Verfügung. Da am Erlanger Tandembeschleuniger keine schnelle Pulsung des Strahls vorhanden ist, und lange Flugstrecken auch nicht möglich sind, kam Flugzeitspektroskopie nicht in Frage. Es wurde deshalb mit dem Neutronennachweis über Rückstoßprotonen begonnen.

Bei den ersten Messungen wurde die Vektoranalysierstärke der Reaktionen $C^{12}(\vec{d},n)N^{13}$ und $Si^{28}(\vec{d},n)P^{29}$ bei Einschuß-

energien bestimmt. Für die Rückstoßspektren wurden verschiedene Auswerteverfahren erprobt. Die Ergebnisse wurden mit den entsprechenden $(\vec{d}, p)$ -Reaktionen und einer DWBA-Analyse verglichen.

2. Experimenteller Aufbau

2.1. Die Meßanordnung

Der Aufbau des Strahlrohrs und der Zähler ist aus Abb.1 ersichtlich.

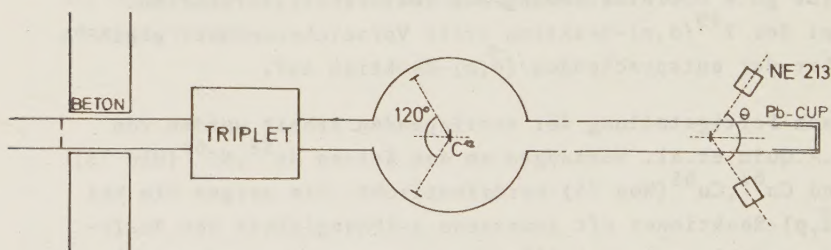


Abb.1 Die Meßanordnung (Erläuterung siehe Text)

Die letzte, den Strahl begrenzende Blende war eine Tantalblende mit einem Lochdurchmesser von 3 mm. Dort entstehende Neutronen wurden von einer ca. 1 m dicken Betonmauer vom Meßraum abgeschirmt. Der Abstand zum Target betrug etwa 20 m. Die Fokussierung des Strahls auf das Target geschah mit einem Triplett-Quadrupol. Der Fokus des Strahls konnte mit einer Fernsehkamera auf einem Quarztarget kontrolliert werden. Der Ort des Brennflecks blieb über lange Zeit konstant. Abschirmungen für die Zähler vor im Raum gestreuten Neutronen erwies sich als nicht notwendig.

Das Target befand sich in einem auf 2 mm abgedrehten Aluminium-Rohr. Bei den verwendeten Targets handelte es sich um ein selbsttragendes C^{nat} -Target (98,89 % C^{12}) mit 20 keV Energieverlust für Deuteronen der Energie $E_d = 11$ MeV bzw. um ein geätztes Si^{nat} -Scheibchen (92,2 % Si^{28}) von 28 u Dicke, entsprechend 350 keV Energieverlust für 11 MeV Deuteronen. Zum Stoppen des Strahls diente ein Faraday-Cup 1,20 m hinter dem Target, der wegen der hohen Ordnungszahl mit Blei ausgelegt wurde. Die Vektorpolarisation des Strahls wurde in einer Streukammer über die Reaktion $C^{12}(\vec{d},p)C^{13}$ mit zwei unter 120° aufgestellten Zählern gemessen.

Der Nachweis der Neutronen erfolgte in vier NE 213 Zählern. Der Abstand der Zähler vom Target betrug 20 cm bei allen Winkeln außer $22,5^\circ$. Bei einem Zählerdurchmesser von 3,75 cm (1,5 ") ergibt sich damit eine Winkelauflösung von 12° . Gemessen wurde unter den Winkeln $\theta_{lab} = 22,5^\circ, 30^\circ, 37,5^\circ, 45^\circ, 52,5^\circ, 60^\circ, 67,5^\circ, 75^\circ$ und $82,5^\circ$. Bei dem Winkel $\theta_{lab} = 22,5^\circ$ war der Abstand Zähler - Target 25 cm, damit war die Winkelauflösung $8,5^\circ$.

2.2. Die Zähler

Bei den Zählern wurde der flüssige organische Szintillator NE 213 der Firma Nuclear Enterprises, Edinburgh verwendet. Er war in Glaszylinder von 1,5" Länge und 1,5" Durchmesser gefüllt. Der Neutroneneinfall erfolgte senkrecht zur Zylinderstirnfläche. Der Nachweis von Neutronen bzw. γ -Quanten erfolgt in diesen Zählern über Rückstoßprotonen bzw. Compton-Elektronen. Die von diesen Teilchen verursachte Szintillation wird mit einem Photomultiplier registriert. Im folgenden werden einige Eigenschaften des Szintillators NE 213 angegeben.

In Abb.2 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen und γ -Quanten als Funktion der Länge gezeigt. Die Energie

der Teilchen ist als Parameter aufgetragen.

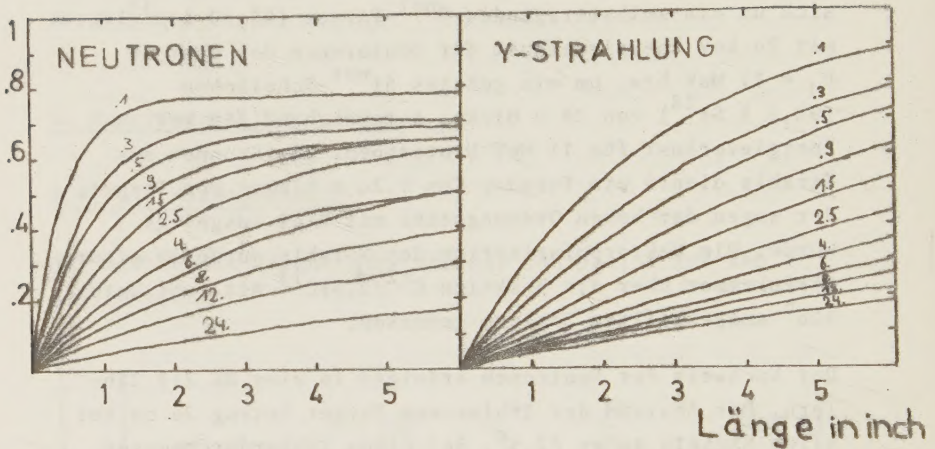


Abb.2 Ansprechwahrscheinlichkeit von NE 213 für Neutronen und γ -Strahlung (aus (Tom 70))

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für γ -Strahlung ist berechnet nach (Cia 68)

$$\varepsilon_{\gamma} = 1 - e^{-\mu L}$$

mit L = Zählerlänge, $\mu = n_H \sigma_{\gamma, H} + n_C \sigma_{\gamma, C}$, n = Teilchenanzahldichte, σ = Wirkungsquerschnitt

Die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen erfolgt durch (Swa 60)

$$\varepsilon_n = n_H \sigma_{n, H} (1 - e^{-aL}) / aL$$

mit $a = n_H \sigma_{n, H} + n_C \sigma_{n, C}$

In Abb.3 ist der Zusammenhang zwischen Teilchenenergie und Lichtausbeute für Protonen und Elektronen dargestellt.

Nur für Elektronen ist dieser Zusammenhang linear.

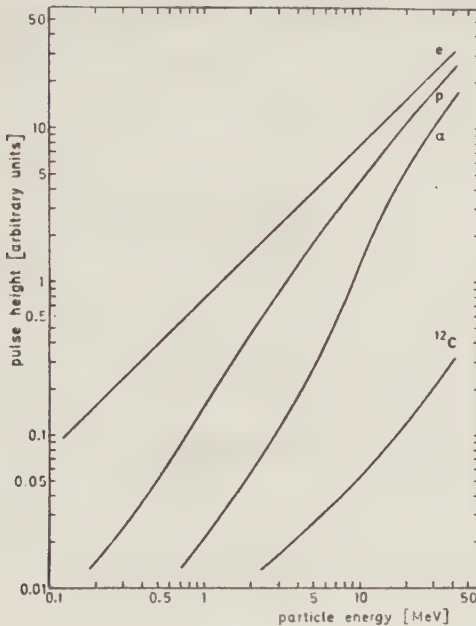


Abb.3 Lichtausbeute für Protonen und Elektronen als Funktion der Energie (aus (Fin 74))

Aus Abb.2 entnimmt man für die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen im Energiebereich $E_n = 8$ MeV bis 12 MeV Werte zwischen 10 % und 15 %. Dieser Neutronenenergie entsprechen gemäß Abb.3 Elektronenenergien zwischen 5 und 10 MeV. Die dazugehörigen γ -Quanten von etwa 6 MeV und darüber haben nach Abb.2 Ansprechwahrscheinlichkeiten bis zu 10 %. Eine Unterdrückung der γ -Quanten ist deshalb notwendig. Da die von γ -Quanten und Neutronen herrührenden Impulse verschiedene Form haben, ist das möglich.

Die Form der Szintillationsimpulse läßt sich durch eine Summe von Exponentialfunktionen beschreiben.

$$J(t) = \sum_n A_n e^{-t/\tau_n}$$

Die Intensitäten der einzelnen Komponenten hängen von der Ionisationsdichte der einzelnen Strahlung ab. Hohe Ionisation dämpft die schnelle Komponente, vermindert die gesamte Lichtausbeute und ändert so die Form des Szintillationsimpulses (siehe Abb.4).

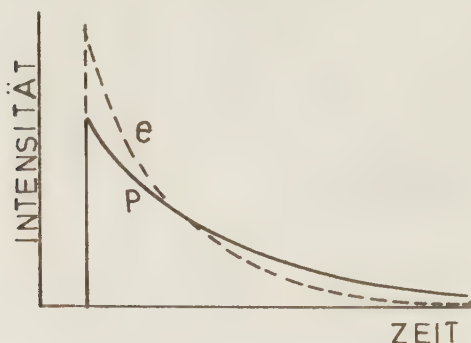


Abb.4 Form des Szintillationsimpulses für Protonen und Elektronen

Diese Eigenschaft des Szintillators läßt sich verwenden, um mit geeigneten elektronischen Netzwerken die γ -Impulse von den Neutronenimpulsen zu trennen (Pulse-shape Diskrimination).

2.3. Die Nachweiselektronik

In Abb.5 ist schematisch der Aufbau der Nachweiselektronik dargestellt.

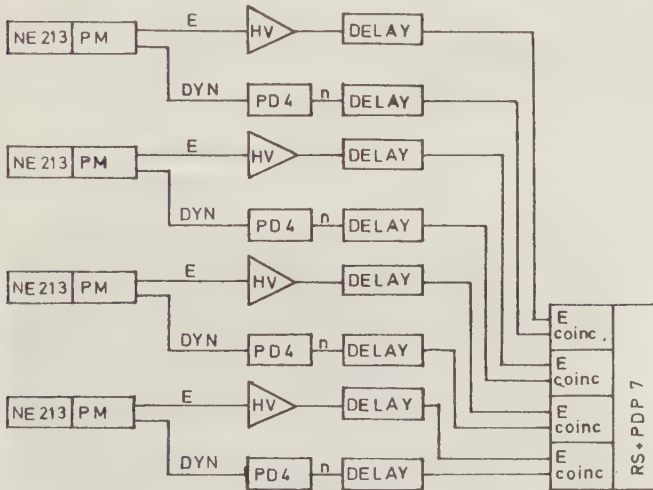


Abb.5 Die Nachweiselektronik

Es wurde mit vier Zählern gleichzeitig gemessen. Die Aufnahme der Spektren erfolgte über ein Routing-System (Hei 71) mit einer Rechenmaschine PDP-7 im on-line Betrieb.. Zur Unterdrückung der γ -Strahlung wurde die Pulse-shape Apparatur PD 4 des Hahn-Meitner-Instituts, Berlin, verwendet. In Abb.6 ist ein Blockschaltbild der n - γ -Diskrimination zu sehen.

Durch Differentiation wird der schnelle Anteil des von der 14. oder 11. Dynode des Photomultipliers kommenden Signals abgetrennt (A), dabei entsteht ein flächengleicher Unterschwinger. Außerdem wird das ursprüngliche Signal etwas

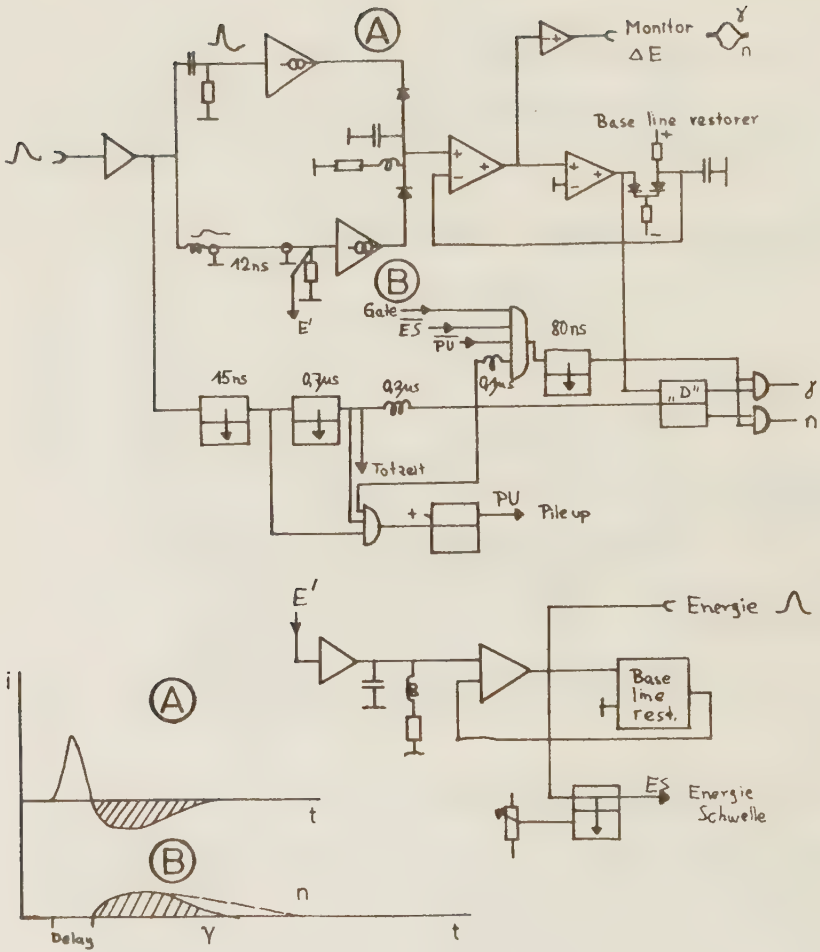


Abb.6 Blocksaltbild der n- γ -Diskrimination (PMT)

Integriert und so verzögert (B), daß die links unten angegebenen Verhältnisse entstehen (siehe Abb.6). Im Kondensator eines aperiodisch gedämpften Schwingkreises erfolgt die Differenzbildung der beiden Signale. Etwa $0.2 \mu\text{s}$ nach dem Eintreffen des Dynodensignals wird die Polarität des Differenzsignals abgefragt. Die Abfrage wird gesperrt, wenn der Zeittrigger vor dem Abfragezeitpunkt mehr als einmal anspricht (Pile-up), oder Gate- und Energiebedingungen nicht erfüllt sind. Ein positives Differenzsignal erzeugt einen Impuls am γ -Ausgang, ein negatives bewirkt einen Impuls am n-Ausgang.

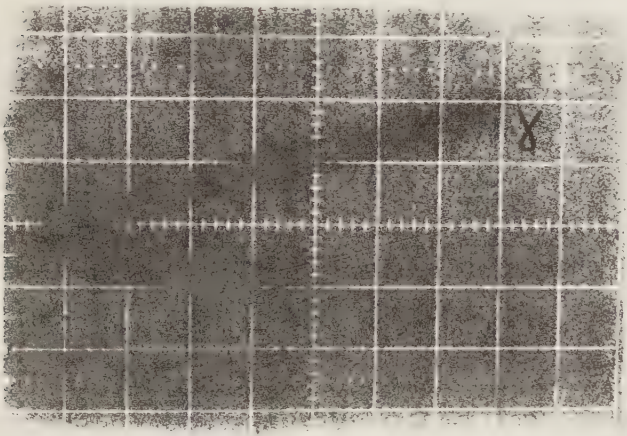


Abb.7 Display-Darstellung der n- γ -Diskrimination

Die n- γ -Trennung läßt sich auf dem Bildschirm eines Oszillographen darstellen, wenn man das E-Signal (Differenzsignal) auf den Y-Eingang gibt, das E-Signal auf den X-Eingang und mit den Impulsen der n- und γ -Ausgänge das Maximum der Signale hellsteuert. Abb.7 zeigt solch eine Darstellung für eine AmBe-Neutronen-Quelle.

In Abb.8 sind 3 Projektionen auf die Y-Achse mit Darstellung der Zählraten zu sehen.

In Abb.8a ist ein Schnitt bei 1.25 MeV Protonenenergie mit 1 MeV Breite gezeigt; bei Abb.8b ist die Protonenenergie 4 MeV und die Breite beträgt 1 MeV. Abb.8c schließlich ist eine Projektion für $E_p \geq 1.25$ MeV. Die entsprechenden Elektronenenergien kann man aus Abb.3 entnehmen.

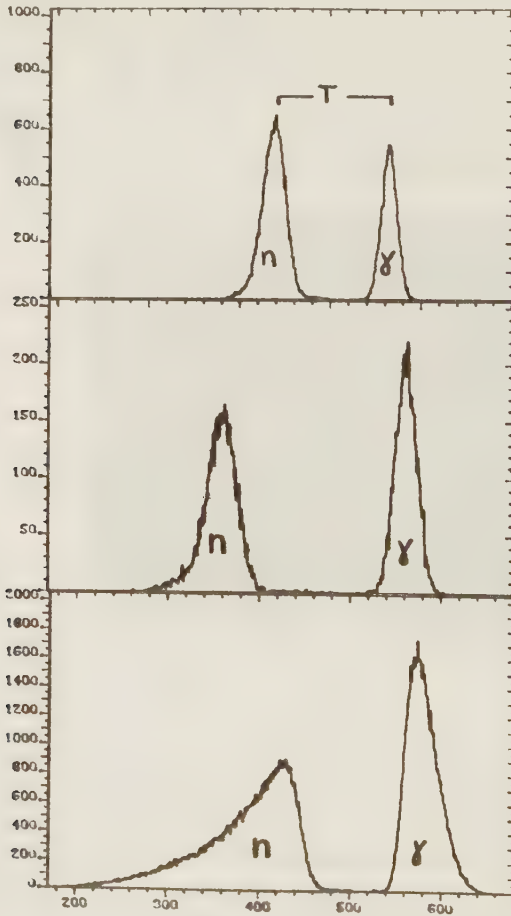


Abb.8 Eindimensionale Darstellung der n- γ -Diskrimination

Nach Wingard (Win 71) läßt sich die Güte einer n- γ -Trennung durch eine figure-of-merit angeben

$$f = M_{\gamma,n} = T(t_{\gamma} - t_n)$$

mit T = Abstand der beiden Peaks, t_{γ} und t_n sind die Halbwertsbreiten der einzelnen Peaks

Mit dieser Definition ergeben sich für die drei genannten Fälle folgende Werte:

$$\begin{array}{ll} f_a = 33 & (E_p = 1.25 \text{ MeV}) \\ f_b = 27 & (E_p = 4.00 \text{ MeV}) \\ f_c = 4 & (E_p \geq 1.25 \text{ MeV}) \end{array}$$

2.4. Die Impulshöhenspektren für $C^{12}(d,n)N^{13}$ und $Si^{28}(d,n)P^{29}$

Da der Nachweis der Neutronen über Rückstoßprotonen erfolgt, erhält man keine Maxima in den Spektren, sondern zu niedrigen Kanälen hin ansteigende Zählraten. Zur Auswertung müssen diese Impulshöhenspektren umgerechnet werden. Abb.9 zeigt die Impulshöhenspektren der Reaktionen $C^{12}(d,n)N^{13}$ und $Si^{28}(d,n)P^{29}$.

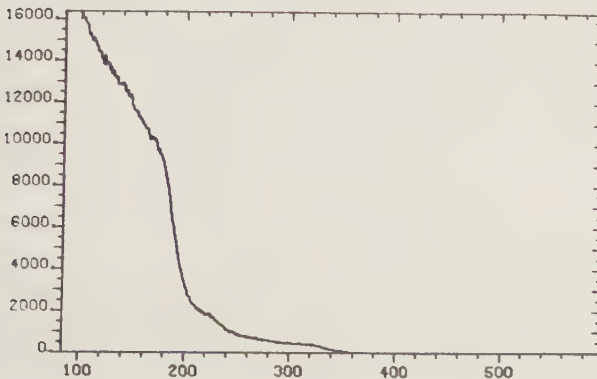


Abb.9a Impulshöhenspektrum für $C^{12}(d,n)N^{13}$

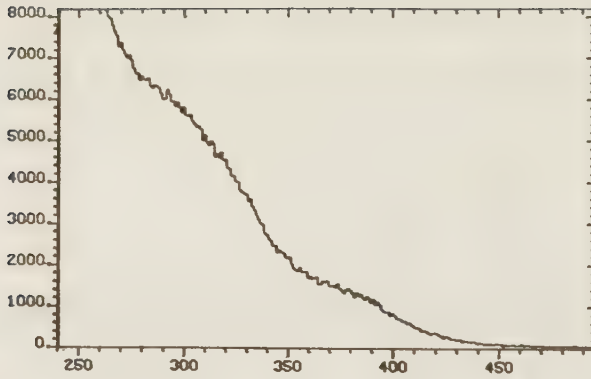


Abb.9b Impulshöhenspektrum für $\text{Si}^{28}(\text{d}, \text{n})\text{P}^{29}$

3. Auswertung der Messungen

3.1. Zusammenhang zwischen Impulshöhenspektrum und Neutronenspektrum

Da der Nachweis der Neutronen über Rückstoßprotonen erfolgt, wird zur Berechnung der Neutronenspektren der Zusammenhang zwischen Neutronenenergie und daraus folgender Energieverteilung der Protonen benötigt.

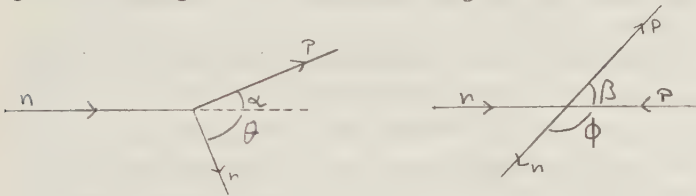


Abb.10 Neutron-Proton-Streuung im Labor- und Schwerpunktsystem

Ist E_n die Energie des einfliegenden Neutrons im Laborsystem und E_p die Energie des gestoßenen Protons im Laborsystem, so erhält man aufgrund von Energie- und Impulserhaltung mit den in Abb.9 eingeführten Winkeln

$$E_p = E_n \cos^2 \alpha$$

und wegen

$$E_p = E_n / 2 (1 + \cos \beta)$$

oder differentiell

$$\begin{aligned} dE_p &= -(E_n/2) \sin \beta d\beta \\ dE_p &= (E_n/2) \sin \phi d\phi \end{aligned}$$

Den in einem Energieintervall befindlichen Protonen $dN_p(E)/dE_p$ entsprechen bei einem monoenergetischen Neutronenstrahl in ein Winkelintervall gestreute Neutro-

nen $dN_n(\phi)/d\Omega$. Nach Integration über den Azimutwinkel erhält man

$$\left(\frac{dN_p(E)}{dE} \right) dE = \left(\frac{dN_n(\phi)}{d\Omega} \right) 2\pi \sin\phi d\phi$$

und wegen $dE_p = (E_n/2) \sin\phi d\phi$

$$\frac{dN_p(E)}{dE} = \frac{dN_n(\phi)}{d\Omega} \cdot \frac{4\pi}{E_n} \quad E_p \leq E_n$$

Die Energieverteilung der Protonen ist also proportional zur Winkelverteilung der Neutronen im Schwerpunktsystem. Nun ist die Neutron-Proton-Streuung isotrop bis zu Neutronenenergien von $E_n \approx 10$ MeV (Hop 71). Für ideal monoenergetische Neutronen unterhalb von rund 10 MeV hat das Energiespektrum der Rückstoßprotonen also Kastenform; alle Protonenenergien von Null bis zur Neutronenenergie sind gleichhäufig.

Liegt eine Neutronenverteilung dN_n/dE vor, so ist über die Neutronenenergie zu integrieren. Berücksichtigt man die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers, so erhält man für das Protonenspektrum

$$\frac{dN_p(E)}{dE} \propto \int_{E_p}^{\infty} \frac{\varepsilon(E)}{E_n} \frac{dN_n(E)}{dE} dE$$

eine Abhängigkeit vom Streuwinkel fällt wegen der Isotropie der Neutron-Proton-Streuung weg.

Durch Differentiation läßt sich daraus das Neutronenspektrum ableiten.

$$\frac{dN_n}{dE} = - \frac{E_n}{\varepsilon(E)} \frac{dN_p^2(E)}{dE^2}$$

Man erhält also das Neutronenspektrum durch Differentiation des Protonenspektrums.

Führen wir die Konversionsfunktion $\psi(E)$ ein (Tom 71)

$$\psi(E) = E / A E_n B$$

so erhält man

$$\frac{dN_n}{dE} = \psi(E) \frac{d^2 N_F}{dE^2}$$

Die in der Funktion ψ vorkommenden Größen A, ϵ_n und B sind

A = Zählerfläche

ϵ_n = Ansprechwahrscheinlichkeit

B = shape-correction Faktor

Die Ansprechwahrscheinlichkeit durch Einfachstreuung am Wasserstoff ist gegeben durch (Swa 60)

$$\epsilon_n = n_H \sigma_H L (1 - e^{-aL}) / aL$$

Hierbei sind L die Länge des Detektors, $a = n_H \sigma_H + n_C \sigma_C$, n_H und n_C sind die Wasserstoff- bzw. Kohlenstoffanzahldichten, σ_H und σ_C sind die Wirkungsquerschnitte für Neutron-Proton und Neutron-Kohlenstoff-Streuung. Die Möglichkeit von Mehrfachstreuung ist in diesem Ausdruck nicht berücksichtigt. Zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit wird ein von Swartz et.al. (Swa 57) angegebener Ausdruck für den Neutron-Proton-Wirkungsquerschnitt verwendet.

$$\sigma_H = 5.603\pi / (1 + 7.417 E + 0.1105 E^2) + 0.8652\pi / (1 + 0.227 E + 0.0028 E^2)$$

Die so berechneten Wirkungsquerschnitte liegen innerhalb von 1 % der gemessenen Werte. Der Wirkungsquerschnitt σ_C

für Neutronen-Kohlenstoff-Streuung ist aus Tabellen zu entnehmen, z.B. (Ste 64).

In Abb. 11 sind σ_C und σ_H graphisch dargestellt.

Der shape-correction-Faktor B korrigiert Mehrfachstreuungen und Verluste an Rückstoßprotonen durch die Zählerbegrenzung. Broek und Anderson (Bro 60) geben dafür folgenden Ausdruck an:

$$B = 1 - 0.78 (R_m/L') + 0.09 n_H \bar{\sigma}_H L + 0.077 n_H \bar{\sigma}_H' r$$

mit

$\bar{\sigma}_H' = \bar{\sigma}_H$ bei der Energie $0.068 E_n$

$L' =$ Zählerlänge in mg/cm^2

$R_m =$ Reichweite für Protonen der Energie E_n

Für diese Reichweite R_m gilt nach Messungen von Schulte (Sch 66) für NE 213

$$R_m = 1.7382 (E + 0.15045)^{1.8194} \text{ mg}/\text{cm}^2$$

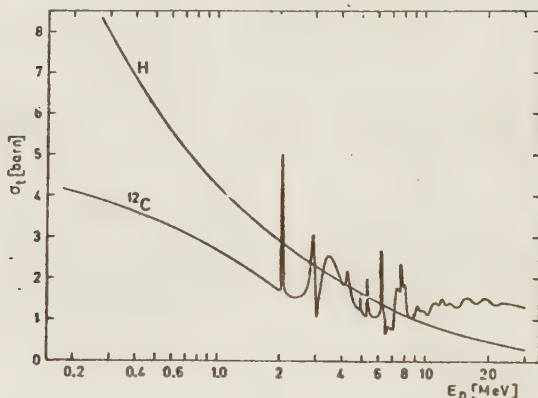


Abb.11 $\bar{\sigma}_H$ und $\bar{\sigma}_C$ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie (aus (Fin 74))

Graphische Darstellungen der Konversionsfunktion χ und des shape-correction-Faktors B für verschiedene Zählerabmessungen sind in (Tom 70) enthalten.

Bei der Auswertung der Messungen ist noch zu beachten, daß durch die Nichtlinearität der Lichtausbeute bezüglich der Protonenenergie (siehe Abb.3) eine Verzerrung entsteht. So zeigt das gemessene Impulshöhenspektrum auch bei idealen Verhältnissen einen Anstieg zu niedrigen Kanalzahlen hin.

3.2. Die numerische Auswertung der Impulshöhenspektren

Für die numerische Auswertung stand ein PDP-15 Rechner der Firma Digital Equipment Corp. zur Verfügung. Die Programme zur Umrechnung der Spektren wurden als Unterprogramme geschrieben. So konnten die Vorteile für die Ein- und Ausgabe der Daten (Eingabe von Magnetband, Ausgabe auf Bildschirm) eines bestehenden Programms (Tra 74) genutzt werden.

Folgende Programme wurden erstellt:

i) Korrektur der Nichtlinearität der Lichtausbeute

Da die Lichtausbeute von Elektronen linear mit der Energie zusammenhängt, kann die Lichtausbeute der Protonen in "Elektroneneinheiten" angegeben werden. Der Zusammenhang zwischen den zu gleicher Lichtausbeute gehörenden Protonenenergien und Elektronenenergien läßt sich nach Toms (Tom 71) gut annähern durch

$$P = c_1 E^{c_2}$$

mit $c_1 = 0.191$
 $c_2 = 1.342$
 E = Protonenenergie
 P = Elektronenenergie

Elektronenenergie und Kanalzahl des Spektrums sind durch

$$P_k = a + bk$$

verknüpft, wobei k die Kanalzahl ist. Die Konstanten a und b erhält man durch eine Eichung der Apparatur mit γ -Quellen. Mit dieser γ -Eichung läßt sich auch die zeitliche Stabilität der Apparatur sehr gut kontrollieren.

Die Korrektur der Nichtlinearität erfolgt nun dadurch, daß man für Energiewerte E_i der Protonen mit Abstand ΔE die

Kanalnummern K_{E_i} berechnet und über die Kanäle K_{E_i} bis $K_{E_{i+1}}$ summiert

$$\frac{\Delta N_P(E)}{\Delta E} = \sum_i N(K_{E_i}) \quad C_1 E_i^{C_2} = C_3 + b K_{E_i}$$

Hierbei ist zu beachten, daß die K_{E_i} meist keine ganzen Zahlen sind. Bei der Summation dürfen dann nur die entsprechenden Bruchteile der Inhalte von Anfangs- und Endkanal verwendet werden.

ii) Die Konversionsfunktion $\psi(E)$

Um die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit, Mehrfachstreuungen und Protonenverluste zu korrigieren, wird das differenzierte Spektrum mit der Konversionsfunktion $\psi(E)$ multipliziert. Die Berechnung dieser Funktion erfolgt nach den in Abschnitt 3.1. angegebenen Beziehungen.

iii) Glätten des Spektrums

Die statistischen Schwankungen der einzelnen Kanalinhaltel können beim Differenzieren zu starken Oszillationen führen. Dies kann man entweder durch große Differentiationsintervalle verhindern oder durch vorheriges Glätten des Spektrums. Voraussetzung sind jedoch in jedem Falle hohe Zählraten, um die relativen Schwankungen möglichst klein zu halten.

Zum Glätten wurden mehrere Verfahren verwendet. Einmal wurden mehrere benachbarte Kanäle mit verschiedenen Gewichten addiert und durch eine Normierungskonstante dividiert

$$N_i^* = \frac{\sum_{j=i-m}^{i+m} C_j N_{i+j}}{M} \quad M = \sum C_j$$

Im einfachsten Fall sind die C_j gleich Eins, und die Normierungskonstante ist dann gleich der Anzahl der summierten Kanäle (moving average).

In einem zweiten Verfahren wird durch mehrere Kanäle ein

Ausgleichspolynom gelegt.

$$f_i = \sum_{k=0}^n b_k i^k$$

Verwendet man ein mitgeführtes Koordinatensystem, in dem der jeweils behandelte Kanal dem Nullpunkt entspricht, so erhält man nach der Methode der kleinsten Quadrate für die Koeffizienten b_k zwei gekoppelte Gleichungssysteme.

$$\left. \begin{aligned} \sum_{k=0}^n b_k \sum_{i=-m}^{+m} i^{k+r} &= \sum_{i=-m}^{+m} N_i i^r & r, k \text{ gerade} \\ \sum_{k=1}^n b_k \sum_{i=-m}^{+m} i^{k+r} &= \sum_{i=-m}^{+m} N_i i^r & r, k \text{ ungerade} \end{aligned} \right\} 0 \leq r, k \leq n$$

Daraus können die Koeffizienten b_k bestimmt werden.

Wird das Ausgleichspolynom zum Glätten verwendet, so interessiert nur der Wert f_0 der Funktion an der Stelle $i = 0$, d.h. man benötigt nur den Koeffizienten b_0 . Das Auflösen der Gleichungen nach einem der bekannten Verfahren, z.B. Cramersche Regel, liefert b_0 als lineare Funktion der N_i .

$$f_0 = b_0 \quad b_0 = \sum_{i=-m}^{+m} c_i N_i$$

Tabellen der zu den N_i gehörenden Koeffizienten bei Verwendung verschiedener Polynome findet man in (Sav 64, Gue 61, Ker 41, Whi 48).

iv) Differentiation der Spektren

Zur Differentiation der Spektren wurden ebenfalls zwei Verfahren angewandt. Einmal wurde durch zwei Meßpunkte, N_{i-n} und N_{i+n} , eine Sekante gelegt. Die Steigung am Punkt i ergibt sich dann zu

$$S_i = \frac{N_{i-n} - N_{i+n}}{2n}$$

Das zweite Verfahren fußt auf der Methode der Ausgleichspolynome. Da das dort verwendete Koordinatensystem so ge-

legt wurde, daß $i = 0$ dem Mittelpunkt des betrachteten Intervalls entspricht. So erhält man für die Ableitung des Polynoms im Mittelpunkt des Intervalls

$$f_i = \sum_{k=0}^n b_k i^k \quad \left(\frac{df_i}{di} \right)_{i=0} = b_1$$

Allgemein erhält man für höhere Ableitungen $\left(\frac{d^s f_i}{d i^s} \right)_{i=0} = S! b_s$

Es müssen also aus den in (iii) gewonnenen Gleichungen die Koeffizienten b_s berechnet werden. Es ergeben sich wieder lineare Funktionen von N_i . Die Koeffizienten sind in (Sav 64, Gue 61, Ker 41, Whi 48) tabelliert.

3.3. Die differenzierten Spektren

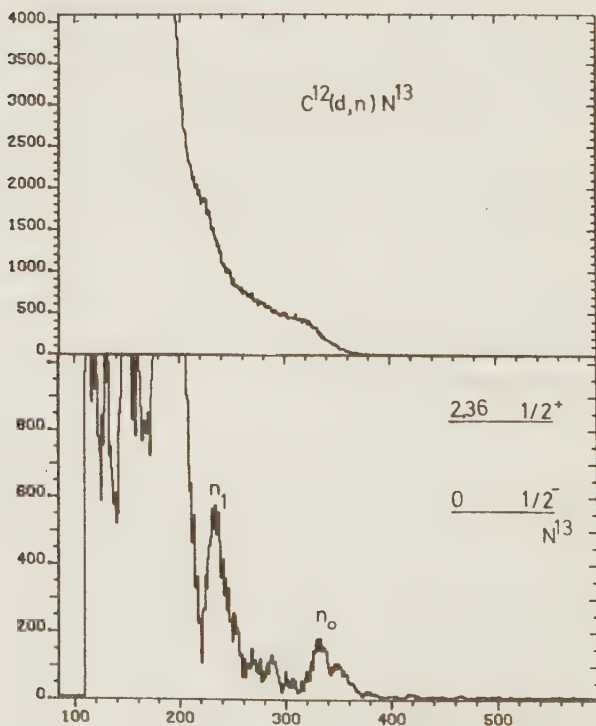


Abb.12a $C^{12}(d,n)N^{13}$ - Spektrum

In Abb.12 sind zwei differenzierte Spektren abgebildet. Darüber befinden sich die jeweiligen Impulshöhenspektren.

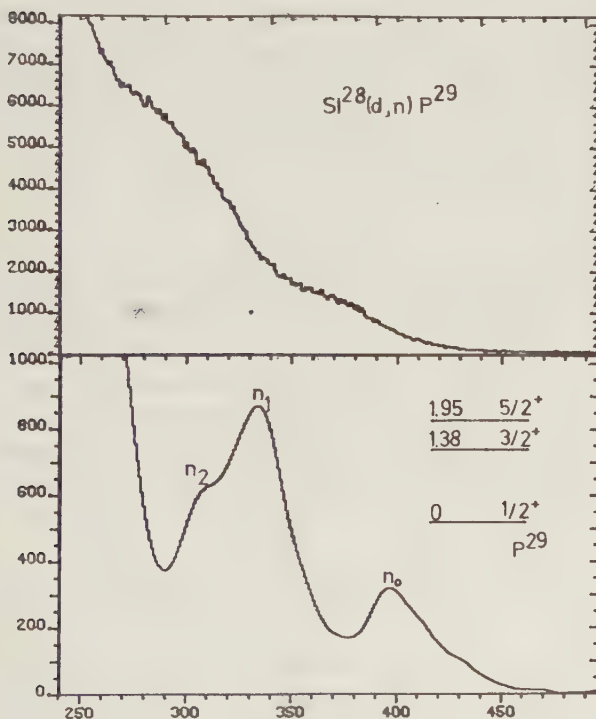


Abb.12b $\text{Si}^{28}(\text{d},\text{n})\text{P}^{29}$ - Spektrum

Korrekturen wegen der Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit und für Mehrfachstreuungen und Proton-escape wurden nicht durchgeführt, da dies nur eine Maßstabsänderung (in Abhängigkeit von der Kanalnummer) bedeuten würde.

Bei diesen differenzierten Spektren handelt es sich jetzt um Neutronenspektren. In Abb.12a ist ein $\text{C}^{12}(\text{d},\text{n})\text{N}^{13}$ - Spektrum zu sehen. Die Differentiation erfolgte nach einer Glättung durch ein Polynom dritten Grades über 13 Kanäle

durch die Ableitung eines Polynoms vierten Grades über 23 Kanäle. Zu erkennen sind der Grundzustand und der erste angeregte Zustand des N^{13} . Der zweite und der dritte angeregte Zustand des N^{13} sind nicht aufgelöst.

In Abb.12b ist ein $Si^{28}(d,n)P^{29}$ -Spektrum zu sehen. Die Differentiation erfolgte hier durch Berechnung einer Sekante durch zwei Kanäle im Abstand $2m = 12$. Vorher wurde das Spektrum mehrfach über drei Kanäle mit den Gewichten 1,2,1 geglättet. Der Grundzustand und die ersten beiden angeregten Zustände des P^{29} sind gut zu sehen.

Es wurden zwar jeweils beide Differentiationsverfahren angewendet, doch erwies sich bei der weiteren Auswertung deren nahe beieinanderliegenden ersten beiden angeregten Zustände in der $Si^{28}(d,n)$ - Reaktion die Berechnung der Sekante als stabiler gegen statistische Schwankungen der Kanalinhalt. Bei der Methode des Ausgleichspolynoms wurde die vom zweiten angeregten Niveau im P^{29} stammende Neutronenlinie von statistischen Effekten zu sehr überschattet.

4. Die Auswertung der Neutronenspektren

4.1. Die Auswertung der angeregten Zustände

Sowohl bei Stickstoff wie beim Phosphor liegen die angeregten Zustände nahe beieinander. Die Auflösung der Zähler betrug etwa 10 %. Somit war eine Trennung dieser Linien nur mit Hilfe eines Fitprogramms möglich. In Anlehnung an die von Bevington (Bev 69) beschriebenen Programme wurde solch ein Programm für die Rechenmaschine PDP-15 geschrieben.

Dabei wird die Fitfunktion $f(x)$ in erster Ordnung nach einer Taylorreihe als Funktion der Parameter a_j entwickelt. Dann läßt sich χ^2 als Funktion der a_j schreiben und man erhält für die a_j folgende Matrix-Gleichung

$$\beta = \sum a \alpha$$

mit

$$\alpha_{jk} = \sum \left[\frac{1}{\sigma_i^2} \frac{\partial f_0(x_i)}{\partial a_j} \frac{\partial f_0(x_i)}{\partial a_k} \right]$$
$$\beta_k = \sum \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [N - f_1(x_i)] \frac{\partial f_0(x_i)}{\partial a_k} \right\}$$

deren Lösungen man durch Matrixinversion erhält. So nähert man sich iterativ dem Minimum.

Die Konvergenz des Verfahrens nimmt jedoch mit zunehmenden Abstand vom gesuchten Minimum ab. Ein gutes Konvergenzverhalten in großen Entfernungen, das sich mit abnehmender Entfernung verschlechtert, zeigt hingegen das Gradientenverfahren, bei dem die Parameter in Richtung des Gradienten von χ^2 verändert werden.

Eine Überlagerung beider Verfahren wird von Marquardt (Mar 63) angegeben. Es kann gezeigt werden, daß die Laufrichtungen der beiden oben genannten Verfahren heinahe senkrecht zueinander stehen, und so kann man eine Kombination erreichen, indem man die Diagonalelemente der Matrix α um den Faktor λ erhöht.

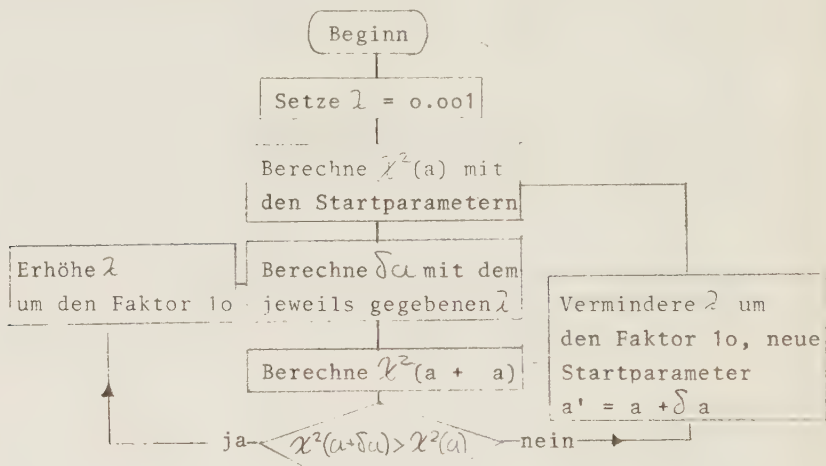
$$\delta = \delta a$$

$$\alpha_{ik} = -\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i \partial a_k}$$

Die Diagonalelemente der Matrix α entsprechen den Komponenten des Gradienten von χ^2 .

$$\beta_{ik} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i \partial a_k} = -\frac{1}{2} (\nabla^2 \chi^2)_{ik}$$

Der von Marquardt angegebene Verlauf ist im folgenden Flußdiagramm gezeigt.



Die Funktion $f(x)$ wurde von einer Function-Subroutine geliefert und ist so sehr leicht zu ändern. Bei den durchgeführten Rechnungen handelte es sich um die Summe von Gauss-Funktionen, die sich bei Proberechnungen mit der einzelnen Linie der $T(d,n)He^4$ -Reaktion als geeignete Beschreibung des Kurvenverlaufs erwiesen haben. Ein Polynom zweiten Grades beschreibt den Untergrund.

Das Fitprogramm ist als Unterprogramm verfaßt, das nach jedem Näherungsschritt in das Hauptprogramm zurückkehrt, durch welches die Ausgabe der Parameter und der Flächeninhalte der einzelnen Linien erfolgt. So kann die Konvergenz

der Rechnung verfolgt werden. Außerdem werden die Meßpunkte und die Fitkurve auf einem Bildschirm dargestellt, was die Bestimmung der Startparameter sehr erleichtert.

In Abb.13 sind zwei Fitkurven für die angeregten Zustände im Spektrum der Reaktionen $C^{12}(d,n)N^{13}$ und $Si^{28}(d,n)P^{29}$ dargestellt. Die Funktion ist eine Summe von zwei bzw. drei Gaußkurven mit Untergrund.

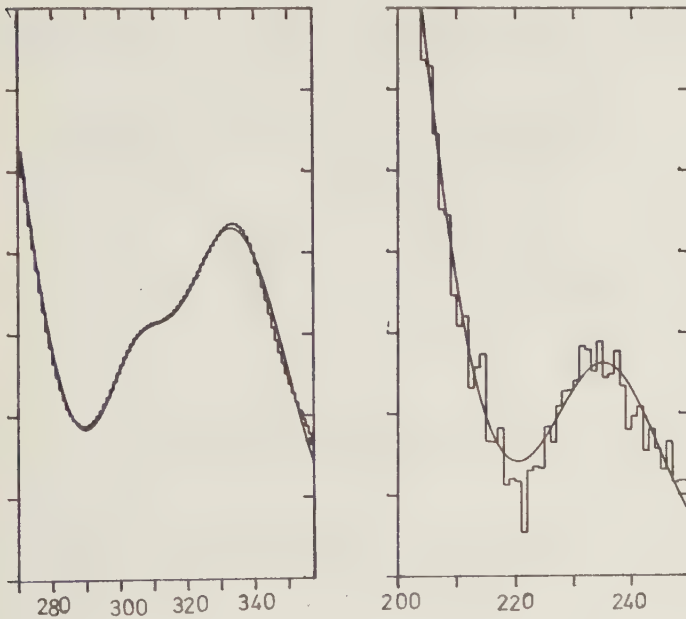


Abb.13 Fitkurven für $C^{12}(d,n)N^{13}$ und $Si^{28}(d,n)P^{29}$

4.2. Die Berechnung der Analysierstärke

In dem in Abb.14 gezeigten Koordinatensystem ist β der Winkel zwischen der Spin-Symmetrieachse ξ und der Richtung des Impulses der einfliegenden Teilchen $\vec{k}_{in}$; ϕ bezeichnet den Winkel zwischen der Projektion von ξ auf die x-y-Ebene und $\vec{k}_{in}$ in der x-y-Ebene.

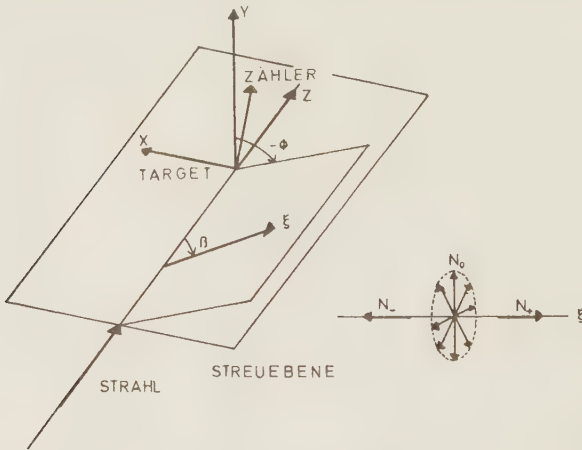


Abb.14 Zur Definition der Winkel β und ϕ (aus (Hae 74))

Kommt ein polarisierter Spin-1-Strahl (Deuteronenstrahl) aus einer Quelle für polarisierte Ionen, so gilt nach Darden (Dar 70) für die Intensität

$$I = I_0 \left\{ 1 + (5/2) p_z A_{zz} \sin \beta \cos \phi + (1/4) p_{zz} A_{zz} (3 \cos^2 \beta - 1) - p_{zz} A_{xz} \sin \beta \cos \beta \sin \phi - (1/4) p_{zz} (A_{xx} - A_{yy}) \sin^2 \beta \cos 2\phi \right\}$$

Die Messungen wurden für zwei Spin-Stellungen durchgeführt, und zwar für $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$. Der Winkel β betrug immer 90° . Da der Tensoranteil des Strahls nicht genau bekannt war, konnte aufgrund dieser zwei Messungen

mit polarisiertem Strahl die Vektoranalysierstärke nicht bestimmt werden. Deshalb wurde noch eine Messung mit unpolarisiertem Strahl durchgeführt. Damit erhält man für die Vektoranalysierstärke

$$\frac{I(\beta=90^\circ, \Phi=0^\circ, -I, \beta=20^\circ, \Phi=180^\circ)}{2I_0} - \frac{I_0(1-\frac{1}{2}P_2(\beta)) - I_0(1-\frac{1}{2}P_2(\beta))}{2I_0} = \varepsilon$$

$$P_2(\theta) = \frac{2}{3} \varepsilon(\theta) P_2$$

In Abb.15 sind die Ergebnisse für die Reaktionen $C^{12}(\vec{d}, n_o, 1)$ N^{13} und $Si^{28}(\vec{d}, n_o, 1, 2)P^{29}$ zu sehen.

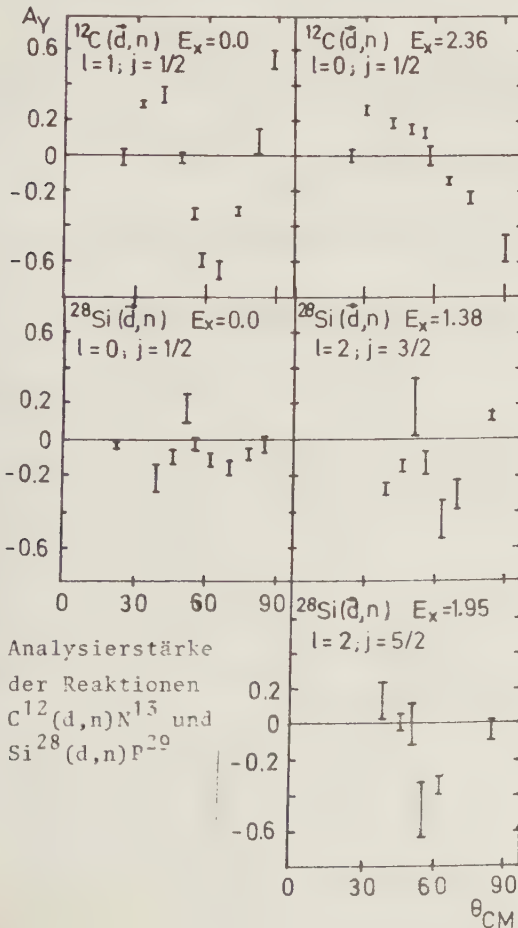


Abb.15 Analysierstärke
der Reaktionen
 $C^{12}(d, n)N^{13}$ und
 $Si^{28}(d, n)P^{29}$

5. Berechnung der Analysierstärke im DWBA-Modell

Für direkte Reaktionen wie z.B. Stripping Reaktionen liefert das DWBA-Modell Ergebnisse, die sehr gut mit gemessenen Werten (z.B. Wirkungsquerschnitt, Analysierstärke) übereinstimmen. Die grundlegenden Annahmen sind

- Der Teilchen-Transfer findet direkt zwischen den zwei betrachteten Kanälen (a,A) und (b,B) statt (Eingangskanal und gemessener Ausgangskanal).
- Die optischen Modell-Wellenfunktionen für die relative Bewegung der Teilchen im Ein- und Ausgangskanal sind für alle relevanten Regionen des Konfigurationsraums gültig.
- Der Transferprozeß ist schwach genug, um als Störung erster Ordnung behandelt zu werden.

5.1. Die Übergangsamplitude

Die DWBA-Theorie der Reaktion $A(a,b)B$ gründet auf der Übergangsamplitude der Form

$$T_{DW} = \int d\mathbf{r}_a \int d\mathbf{r}_b \chi_b^{(-)*}(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b) \langle B, b | V | A, a \rangle \chi_a^{(+)}(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a)$$

Hier ist r_a der Abstand zwischen a und A, r_b der Abstand zwischen b und B. J ist die Jacobi-Determinante der Transformation auf diese Relativkoordinaten. Die Funktionen χ_a und χ_b sind die "distorted waves". Es sind elastische Streuwellenfunktionen, die die relative Bewegung von a,A vor dem Stoß, bzw. von b,B nach dem Stoß beschreiben. Die Indizes (+) und (-) bezeichnen die üblichen Randbedingungen für auslaufende und einlaufende Wellen. Das Matrixelement $\langle B, b | V | A, a \rangle = \int \psi_E^* \psi_b^* V \psi_A \psi_a d\xi$ bewirkt das unelastische Ereignis. Die Funktionen $\psi(\xi)$ beschreiben die internen Zustände der stoßenden Paare.

Eine Entwicklung dieses Matrixelements in Termen, die dem

übertragenen Gesamtdrehimpuls j entsprechen, der aus einem Bahnanteil l und einem Spinanteil s zusammengesetzt ist, ergibt

$$j = J_B - J_A \quad s = s_a - s_b \quad l = j - s$$

$$\begin{aligned} J \langle J_B \Pi_B, s_b m_b | V | J_A \Pi_A, s_a m_a \rangle = \\ = \sum_{l \leq j} (-1)^{l-s_b} G_{l s_j}(\nu_b, \nu_a; b, a, A) (-1)^{s_b - m_b} \langle J_A j \Pi_A, \Pi_B - \Pi_A | J_B \Pi_B \rangle \\ \langle s_a s_b m_a, -m_b | s m_a - m_b \rangle \langle l s m_l m_a - m_b | j \Pi_B - \Pi_A \rangle \end{aligned}$$

mit $m = \Pi_B - \Pi_A + m_b - m_a$

Die Funktion G ist durch Umkehrung dieser Entwicklung definiert.

$$\begin{aligned} G_{l s_j, m} = i^{2-j} \frac{(2l+1)}{(2J_B+1)} \sum_{\Pi_A \Pi_B m_a m_b} \langle J_B \Pi_B, s_b m_b | V | J_A \Pi_A, s_a m_a \rangle \\ (-1)^{s_b - m_b} \langle J_A j \Pi_A, \Pi_B - \Pi_A | J_B \Pi_B \rangle \\ \langle s_a s_b m_a, -m_b | s m_a - m_b \rangle \langle l s m_l m_a - m_b | j \Pi_B - \Pi_A \rangle \end{aligned}$$

Üblicherweise spaltet man G in zwei Faktoren auf

$$G_{l s_j, m}(\nu_b, \nu_a) = A_{l s_j} f_{l s_j, m}(\nu_b, \nu_a)$$

A heißt spektroskopischer Koeffizient, f heißt Formfaktor.

Einsetzen der Entwicklung des Matrixelements in die Übergangsamplitude ergibt

$$\begin{aligned} T_{\omega} = \sum_{l s_j} \langle J_B \Pi_B, s_b m_b | V | J_A \Pi_A, s_a m_a \rangle \\ = \sum_{l s_j} \int d\nu_a \int d\nu_b \chi_{m_l m_b}^{(+)} \langle m_b' | \Pi_B | m_a' \rangle \chi_{m_l m_b}^{(-)} \\ = \sum_{l s_j} (2j+1)^{1/2} A_{l s_j} \langle J_A j \Pi_A, \Pi_B - \Pi_A | J_B \Pi_B \rangle \beta_{s_j}^{l m m_a m_b}(\nu_b, \nu_a) \end{aligned}$$

β heißt reduzierte Übergangsamplitude und ist gegeben durch

$$(2j+1)^{1/2} i^l \beta_{\ell m m_b m_a}^{l m m_b m_a} (k_b, k_a) =$$

$$= \sum_{m_a' m_b'} \langle l s m' m_a' - m_b' | j m - m_b + m_a \rangle \langle s_a s_b m_a' - m_b' | s m_a' - m_b' \rangle$$

$$(-)^{s_b - m_b} \int d\mathbf{r}_a \int d\mathbf{r}_b \chi_{m_b m_b}^{(-)*} (k_b, r_b) f_{\ell s_b m'} (r_b, r_a) \chi_{m_a' m_a}^{(+)} (k_a, r_a)$$

Die explizite Berechnung der reduzierten Übergangsamplitude erfolgt meist in der zero-range Näherung, d.h. man nimmt an, das Teilchen b im Ausgangskanal wird an derselben Stelle emittiert, wo das Teilchen a im Eingangskanal absorbiert wird und erhält somit

$$r_b = (A/B) r_a \quad A \text{ und } B \text{ sind die Massen der entsprechenden Kerne.}$$

Der Formfaktor kann dann wie folgt geschrieben werden:

$$f_{\ell s_b m}^{(zero)} (r_b, r_a) = \delta(r_b - \frac{A}{B} r_a) \int f_{\ell s_b m} (s + (A/B) r_a, r_a) ds$$

$$= f_{\ell s_b} (r_a) Y_{\ell}^{-m} (\theta_a, \phi_a) \delta(r_b - \frac{A}{B} r_a)$$

Für diesen Fall gibt Satchler (Sat 64) folgenden Ausdruck für die reduzierte Übergangsamplitude an

$$\beta_{\ell}^{l m m_b m_a} (\theta) = \sum_{L_b L_a} \frac{1}{L_b L_a} \frac{1}{L_b L_a} \frac{1}{L_b L_a} P_{L_b}^m (\theta) f_{L_b L_a}^{l j}$$

Hierbei ist θ der Winkel zwischen $\mathbf{k}_a$ und $\mathbf{k}_b$.

Der Winkelanteil wird analytisch gelöst und sieht so aus

$$\frac{1}{L_b L_a} \frac{1}{L_b L_a} \frac{1}{L_b L_a} = i^{-L_b - L_a - 1} \left[\frac{(L_b - m)!}{(L_b + m)!} \right]^{1/2} \begin{pmatrix} j & l & s \\ L_b L_a s_a \\ L_b - L_a s_a \end{pmatrix}$$

$$\frac{1}{L_b} \hat{L} \hat{S} \hat{J}_b \langle J_b j m_b - m, m - m_b + m_a | J_a m_a \rangle$$

$$\langle -s_a 0 m_a | J_a m_a \rangle \langle L_b s_b - m m_b | J_b m_b - m \rangle \langle L_b 0 0 | L_a 0 \rangle$$

wobei Gebrauch gemacht wurde von dem Wigner-9-j Symbol und $\hat{x} = (2x+1)^{1/2}$

Die radialen Integrale sind

$$f_{L_b J_b L_a J_a}^{k, j} = \frac{2\pi^{1/2}}{K_a K_b} \frac{E}{A} \int \chi_{L_b J_b}^{(k)}(k_b, r) F_{L_a J_a}(r) \chi_{L_a J_a}^{(a)}(K_a, r) dr$$

Sie müssen numerisch gelöst werden. Die radialen Wellenfunktionen χ sind Lösungen der Schrödingergleichung

$$[d^2/dr^2 + K^2 - L(L+1)/r^2 - (2M/\hbar^2)(U + U_c + U_L^J)] \chi_{LJ}(k, r) = 0$$

für den Eingangs- bzw. Ausgangskanal. Hierbei ist $U(r)$ das zentrale optische Potential, $U_c(r)$ ist das Coulomb-Potential und $U_L^J(r)$ ist das Spin-Bahn-Potential.

Die Größe $F_{L_{sj}}$ ist aufgrund von Reaktionsmodellen zu bestimmen. Bei den üblichen Modellen für Stripping-Reaktionen ergibt sich dafür die Radialwellenfunktion des transferierten Teilchens (Sat 64).

5.2. Die Polarisation der Ejektile

Die Vektorpolarisation P_b der ausfliegenden Teilchen ist definiert als der Erwartungswert gebildet über die Spinoperatoren des Strahls, der durch die Dichtematrix $\mathcal{S}_{fin}$ beschrieben wird.

$$P_b = \langle S_b \rangle S^{-1} = \frac{Sp(S_b \mathcal{S}_{fin})}{Sp(\mathcal{S}_{fin}) S} = \frac{Sp(S_b T \mathcal{S}_{in} T^+)}{Sp(T \mathcal{S}_{in} T^+) S}$$

Die Spur von $\mathcal{S}_{fin}$ ist ungleich eins, da die Übergangsamplitude T nicht unitär ist. Deshalb ist zur Normierung die Division durch $Sp \mathcal{S}_{fin}$ nötig. Sind die Projektile unpolarisiert, so hat die Dichtematrix im Eingangskanal die Form

$$\mathcal{S}_{in} = \frac{1}{2s_a + 1} E(s_a) \otimes \frac{1}{2s_A + 1} E(s_A)$$

s_a ist der Spin des Projektils, s_A der des Targetkerns. Die $E(s)$ sind $(2s+1)$ -dimensionale Einheitsmatrizen. Bei der Spurbildung kann man die Faktoren herausziehen und kürzen.

$$P_b = - \frac{Sp(S_b T T^+)}{Sp(T T^+) S^{-1}}$$

Wegen der Paritätserhaltung der starken Wechselwirkung kann nur Vektorpolarisation parallel zur Streunormalen auftreten, d.h. senkrecht zur Streuebene. Nach der Basler Konvention (Hub 61) ist dies die y -Achse (siehe auch Abb.14). Man erhält also für die Vektorpolarisation der Ejektile

bei unpolarisierten Projektilen

$$T_{\ell} = \frac{1}{2} (T_{\ell}^{++} + T_{\ell}^{--}) / S_{\ell} (T_{\ell}^{++} + T_{\ell}^{--})$$

Setzt man nun die DWBA-Übergangsamplitude ein, so erhält man (Sat 64)

$$P_y(\theta) = \frac{\sum [(-b-m_b)(-b+m_b+1)]^{-1} \cdot m \cdot [B_{sj}^{\ell m m_b m_a} B_{sj}^{\ell' m'+1 m_b'+1 m_a'}]}{s_b \sum_{m m_b m_a} B_{sj}^{\ell m m_b m_a} B_{sj}^{\ell' m'+1 m_b'+1 m_a'}}$$

Die Summen laufen über $s, s', l, l', j, m_a, m_b$ und m . Hierbei wurden der spektroskopische Koeffizient A und die reduzierte Übergangsamplitude β zu B zusammengezogen

$$B_{sj}^{\ell m m_b m_a} = A_{lsj} B_{sj}^{\ell m m_b m_a}$$

Haben l, s, j nur jeweils einen Wert, so erhält man (Sat 64)

$$P_y^{\ell s j}(\theta) = \frac{\sum [(-b-m_b)(-b+m_b+1)]^{-1} \cdot m \cdot [B_{sj}^{\ell m m_b m_a} B_{sj}^{\ell' m'+1 m_b'+1 m_a'}]}{s_b \sum_{m m_b m_a} |B_{sj}^{\ell m m_b m_a}|^2}$$

Vernachlässigt man Spin-Bahn-Wechselwirkungen, so kann man vereinfachen und die Summen über m_a und m_b können explizit berechnet werden (Sat 64)

$$P_y(\theta) = \left(\sum_{\ell s j m} |B_{sj}^{\ell m}|^2 \right)^{-1} \sum_{\ell s j} \hat{s} \hat{s}' \hat{\ell} \hat{\ell}' \hat{s}_b [2(s_b+1)/s_b]^{1/2} (-)^{j-l-s_a+s_b} N(s s' \ell \ell' 1 j) W(s_b s_b s s' 1 s_a) \sum_m \langle \ell' 1 m+1, -1 | \ell, m \rangle \ln [B_{sj}^{\ell m} B_{sj}^{\ell' m+1*}]$$

Für Pick-up Reaktionen wie (n, d) , für die gilt $s = s' = 1/2$, $s_a = 1$, $s_b = 1/2$, mit nur einem l -Wert, ergibt sich

$$P_y(\theta) = \frac{8 \sum_j |A_{\ell 1/2 j}|^2 \sigma_{\ell 1/2 j}(\theta) \pi_{\ell j}(\theta) \ell(j-l)/(2j+1)}{3 \sum_j |A_{\ell 1/2 j}|^2 \sigma_{\ell 1/2 j}(\theta)}$$

$$\text{mit } \pi_{\ell j}(\theta) = \frac{\sum [l(l+m+1)(l-m)]^{1/2} \ln [B_{sj}^{\ell m} B_{sj}^{\ell m+1*}]}{\ell \sum_m |B_{sj}^{\ell m}|^2}$$

Wenn β, σ und π annähernd unabhängig von j sind und j nur einen Wert annimmt, so können wir schreiben

$$P_y = \frac{2}{3} \pi_{\ell} \ell(l+1) \quad \text{für } j = l + \frac{1}{2}$$

$$P_y = -\frac{2}{3} \pi_{\ell} \quad \text{für } j = l - \frac{1}{2}$$

Für $1 \neq 0$ kann also die Vektorpolarisation der Deuteronen im Ausgangskanal Werte im Bereich von $-2/3$ bis $+2/3$ auch ohne Vorhandensein einer Spin-Bahn-Wechselwirkung annehmen. Auch ein Vorzeichenwechsel tritt im DWBA-Formalismus für zwei j -Werte zugleich ein ohne Vorhandensein eines Spin-Bahn-Potentials auf.

$$P_y(j_1 = l + 1/2) = -\frac{l}{l+1} P_y(j_1 = l - 1/2)$$

5.3. Der Zusammenhang zwischen Analysierstärke und Polarisation

Bei der Zeitumkehr verhalten sich die Spinoperatoren wie Drehimpulsoperatoren.

$$T: \vec{S} \rightarrow -\vec{S} \quad T \vec{S} T^{-1} = -\vec{S}$$

Für die Spin-Eigenfunktionen gilt dann

$$|s, m\rangle^T = T |s, m\rangle = (-1)^m |s, -m\rangle = \varepsilon_{s,m} |s, -m\rangle$$

Das Vorzeichen von $\varepsilon_{s,m} = \pm 1$ hängt von der Definition der Clebsch-Gordan-Koeffizienten ab. Um Verwechslungen mit dem Zeitumkehroperator zu vermeiden, bezeichnen wir die Übergangsamplitude jetzt mit M . M^* ist die Übergangsamplitude der Rückreaktion. Da die starke Wechselwirkung invariant gegen Zeitumkehr ist, besteht zwischen den Matrixelementen der Hin- und Rückreaktion folgender Zusammenhang

$$\langle s' m' | M | s m \rangle = \varepsilon_{s,m} \varepsilon_{s',m'} \langle s' m' | M^* | s m \rangle$$

Die Definition der Vektoranalysierstärke ist

$$P_i = \frac{\text{Sp}(\vec{M} \sigma_i \vec{M}^\dagger)}{\text{Sp}(\vec{M} \vec{M}^\dagger)}$$

Für den Fall von Spin-1/2-Teilchen sind die Pauli'schen Spinmatrizen zu verwenden.

Wir wollen das Verhalten bei Zeitumkehr betrachten. Für die Spur von $\vec{M} \vec{M}^\dagger$ erhält man

$$\text{Sp}(\vec{M} \vec{M}^\dagger) = \sum_{s,m} \langle s m | \vec{M} \vec{M}^\dagger | s m \rangle$$

$$= \sum_{s,m} \langle s m | M^* | s' m' \rangle \langle s' m' | M | s m \rangle$$

Die Spur von MM^+ ist also invariant gegen Zeitumkehr.

Analog erhält man für die Spur von $M_S M^+$

$$Sp(M_S M^+) = Sp(\hat{N}^T M^T M^+ \hat{N})$$

Um dies weiter auszuwerten, benötigt man das Verhalten der Basisvektoren bei Zeitumkehr. Für die Streunormale gilt bei Zeitumkehr

$$T: \hat{N} = \frac{\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{fin}}{|\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{fin}|} \rightarrow \hat{N} = \frac{\vec{p}_{fin} \times \vec{p}_{in}}{|\vec{p}_{fin} \times \vec{p}_{in}|} = -\hat{N}$$

Aufgrund der Paritätserhaltung ist nur die Vektoranalysierstärke in Richtung der Streunormalen von Null verschieden.

Man erhält also

$$\begin{aligned} Sp(M_S M^+) &= Sp(\hat{N}^T M^T M^+ \hat{N}) \\ &= Sp(\hat{N}^T M^T M^+ T^{-1} T) = Sp(\hat{N}^T M^T M^+ T^{-1} T \hat{N}^T T) \\ &= -Sp(M^T M^+ \hat{N}^T) = Sp(M^T M^+ \hat{N}) \\ &= Sp(M^T M^+ S_N) \end{aligned}$$

Für das Verhalten der Vektoranalysierstärke bei Zeitumkehr ergibt sich also

$$\frac{Sp(M_S M^+)}{Sp(M M^+)} = \frac{Sp(M^T M^+ S_N)}{Sp(M^T M^+)}$$

Der Ausdruck rechts ist gleich dem in 5.2. erhaltenen Ausdruck für die Polarisierung der Ejektile.

$$A_N = A_y = P_y^T$$

Die Vektoranalysierstärke der Hinreaktion ist gleich der Polarisierung derselben Teilchen bei der Rückreaktion, bezogen auf die gleiche Streunormale. Somit lassen sich die in 5.2. erhaltenen Ergebnisse der (n,d)-Reaktion direkt auf die Analysierstärke der (d,n)-Reaktion übertragen.

6. Diskussion der Meßergebnisse

6.1. Die optischen Potentiale

Für die DWBA-Rechnungen stand das Computerprogramm DWUCK von P.D.Kunz zur Verfügung. Es berechnet den Wirkungsquerschnitt und die Polarisierung der Ejektile für Hin- und Rückreaktion.

Die bei der Berechnung der optischen Modell-Wellenfunktion verwendeten Potentiale haben die übliche Form.

$$V_c - V_f(r, r_o, a_o) - iW_v f(r, r_w, a_w) + 4iW_D \frac{d}{dr} f(r, r_w, a_w) \\ - 2V_{so} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{so}, a_{so}) \vec{\sigma} \cdot \vec{l}$$

Im Spin-Orbit-Term ist $\vec{\sigma}$ der Paulioperator für Neutronen und der Spin-1 Operator für Deutronen. $f(r, r_o, a_o)$ ist die übliche Woods-Saxon Form. Das Potential für das gebundene Teilchen hat die Form

$$V_o (f(r, r_o, a_o) - \frac{\lambda}{42.5} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_o, a_o) \vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \\ \text{mit } r_o = 1.25 \text{ fm} \quad a_o = 0.65 \text{ fm} \quad \lambda = 25$$

Die Potentialtiefe wurde an die Bindungsenergie angepaßt.

Die in den Rechnungen verwendeten Parameter sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Diese Parameter für die untersuchten Kerne stammen aus elastischen Streudaten bei ähnlichen Energien. Die Neutronenparameter beim P^{29} gehören zu einem allgemeinen Satz, der von Becchetti (Bec 69) durch Anpassen an Daten aus einem großen Energie- und Massenbereich gefunden wurde. Diese Parameter lieferten gute Ergebnisse bei $Si^{28}(\vec{d}, p)$ -Reaktionen (Deb 71).

Alle Rechnungen wurden mit Zero-range und non-locality Korrektur durchgeführt.

In Tabelle 2 sind die charakteristischen Größen der Reaktionen aufgeführt.

Tabelle 1

Kanal	V	r_o, a_o	W_V	W_D	r_w, a_w	V_{so}	r_{so}, a_{so}	r_c	Ref
$Si^{28} + d$	108.2	1.07, 0.858	0.0	20.8	1.49, 0.535	7.0	0.955, 0.50	1.3	(Gri 70)
$p^{29} + n$	56.3-0.32E-24.	1.17, 0.75	0.22E-1.6	13.-0.25E-12.	1.26, 0.58	6.2	1.01, 0.75		(Bec 69)
$C^{12} + d$	118.0	0.887, 0.928	0.0	6.11	1.52, 0.790	5.0	0.887, 0.928	1.3	(Fit 67)
$N^{13} + n$	60.0-0.3E	1.15-0.001E, 0.57	0.0	0.64E	1.15-0.001E, 0.5	5.5	1.15-0.001E, 0.57		(Wat 69)

$$= (N-Z)/A \quad E=E_{lab}$$

Tabelle 2

Targetkern	E_x (MeV)	l	j	Q (MeV)
Si^{28}	0.0	0	1/2	+ 0.52
	1.38	2	3/2	- 0.86
	1.95	2	5/2	- 1.43
C^{12}	0.0	1	1/2	- 0.28
	2.36	0	1/2	- 2.64

6.2. Die Übergänge mit $l \neq 0$

Bei beiden Targetkernen ist der Spin gleich Null. Bei den Endkernen ist der Übergang zum Grundzustand des N^{13} charakterisiert durch $l = 1$, $j = 1/2$, der zum ersten angeregten durch $l = 0$, $j = 1/2$ (Led 68); beim P^{29} gilt für den Grundzustand $l = 0$, $j = 1/2$ und für die ersten beiden angeregten Niveaus $l = 2$, $j = 3/2$ bzw. $j = 5/2$ (End 74).

In Abb.16 sind die Ergebnisse der DWBA-Rechnungen für Übergänge mit einem Bahndrehimpulsübertrag $l \neq 0$ zu sehen.

In allen drei Fällen ist eine gute Übereinstimmung mit den Messungen zu erkennen.

Die gestrichelten Linien zeigen Rechnungen ohne Spin-Bahn-Potential in Ein- und Ausgangskanal. Die gute Anpassung ist dabei nicht beeinträchtigt. Auch die Größe der Analysierstärke bleibt innerhalb der in 5.1., bei Vernachlässigung der Spin-Bahn-Potentiale, angegebenen Grenzen.

$$A_y \leq \frac{2}{3} \quad \text{bei } j = l - \frac{1}{2}$$

$$A_y \leq \frac{2}{3} |l/(l+1)| \quad \text{bei } j = l + \frac{1}{2}$$

Die Winkelabhängigkeit der Analysierstärke der Reaktion $\text{C}^{12}(\vec{d}, n)\text{N}^{13}$ ist in ihrer Form ähnlich der von Hilscher et.al.

bei $E_d = 8$ MeV gemessenen. Dort wurden auch die gleichen Parameter für DWBA-Rechnungen verwendet.

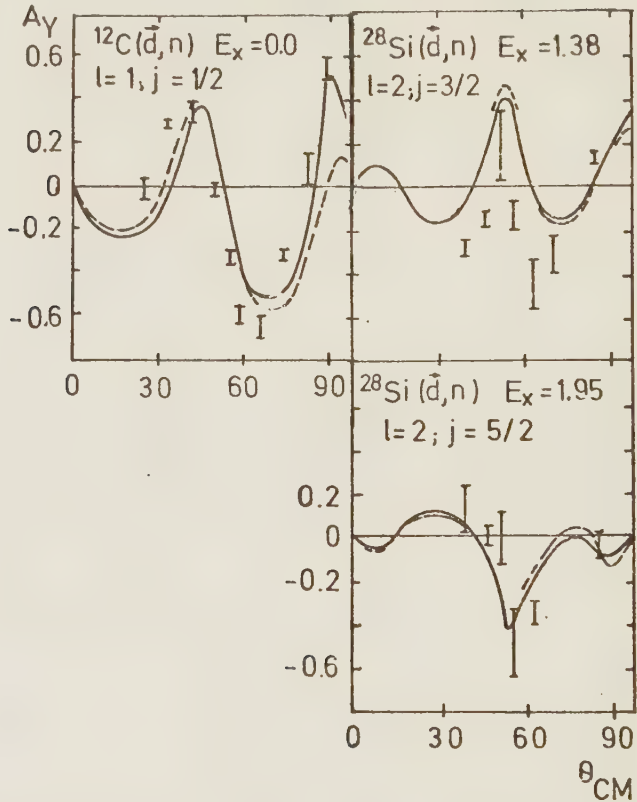


Abb.16 DWBA-Rechnungen für die Übergänge mit $l \neq 0$. Die gestrichelten Linien stellen Rechnungen ohne Spin-Bahn-Potential dar.

Bei der Reaktion $\text{Si}^{28}(\vec{d},n)\text{P}^{29}$ ist im Bereich zwischen 40° und 70° die j -Abhängigkeit der Analysierstärke gut zu sehen. Für $j = 1-1/2$ ist bei 50° ein Maximum zu sehen, für $j = 1+1/2$ nimmt die Analysierstärke dort ein Minimum an.

Zum Vergleich mit $(\vec{d},p)$ -Messungen liegen Ergebnisse in einem weiten Energiebereich vor (Cun 69, Bax 68, Rom 70, Deb 71).

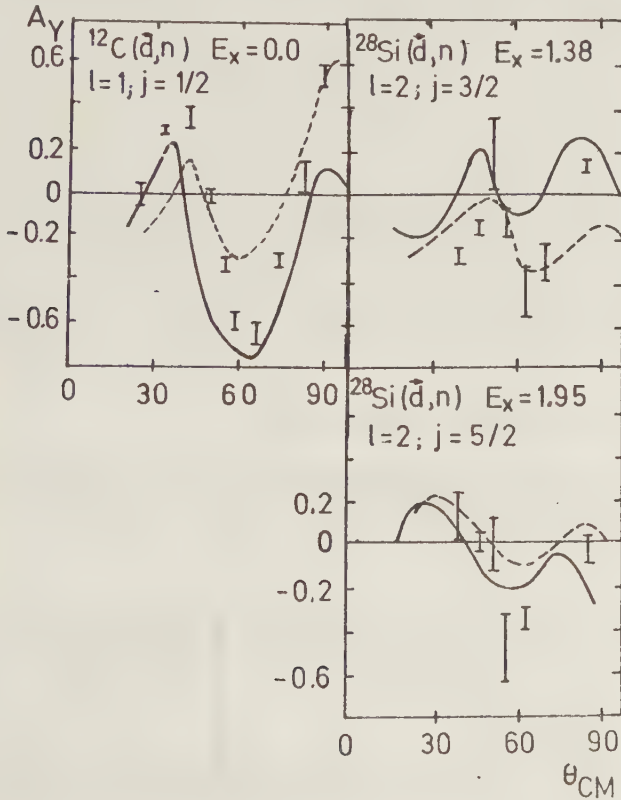


Abb.17 Vergleich zwischen $(\vec{d},p)$ - und $(\vec{d},n)$ -Messungen

Die Kurven in Abb.17 sind glatte Kurven durch solche Meßpunkte. Die beim Kohlenstoff eingezeichnete Kurve stammt aus einer Messung von Baxter (bax 68) bei einer Einschubenergie von 12 MeV. Die beiden Winkelverteilungen stimmen gut überein, auch wenn die Werte der $(\vec{d},n)$ -Reaktion insgesamt etwas höher liegen.

Vergleicht man die $(\vec{d},n)$ - und die $(\vec{d},p)$ -Reaktion bei gleicher Energie im Ausgangskanal, so erhält man die gestrichelte Kurve (Cun 69), die bei den größeren Winkeln bessere Übereinstimmung zeigt.

Bei der Analysierstärke der Reaktion $\text{Si}^{28}(\vec{d},n)$ wurden ebenfalls zwei Kurven eingezeichnet. Die ausgezogene Kurve stellt eine bei $E_d = 12$ MeV durchgeführte Messung dar (Deb 71), die gestrichelte Linie stammt aus Messungen bei $E_d = 9$ MeV (Cun 69). Die Übereinstimmung ist nicht so gut wie beim Kohlenstoff, allerdings zeigen die $(\vec{d},p)$ -Messungen zwischen $E_d = 9$ und 12 MeV auch eine stärkere Energieabhängigkeit der Analysierstärke, speziell für den Übergang zum $3/2^+$ Niveau.

6.3. Die Übergänge mit $l = 0$

In Abb.18 sind die Ergebnisse der DWBA-Rechnungen für die beiden Übergänge mit einem Bahndrehimpulsübertrag $l = 0$ zu sehen.

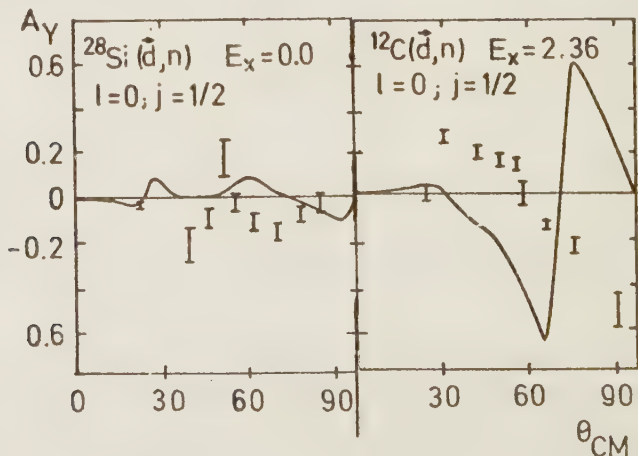


Abb.18 DWBA-Rechnungen für die Übergänge mit $l = 0$

Hier ist die Ursache für das Auftreten einer Analysierstärke die Spin-Bahn-Wechselwirkung bei den optischen Potentialen in den Ein- und Ausgangskanälen. In beiden Fällen ist keine Übereinstimmung festzustellen. Auch eine Änderung der Parameter brachte keine Verbesserung.

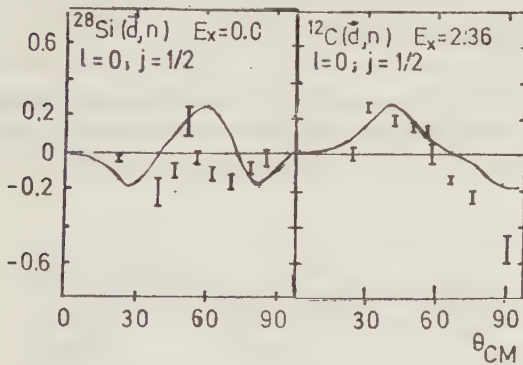


Abb.19 Vergleich von Polarisation und Analysierstärke der (d,n)-Reaktionen für $l = 0$ (— = $(d, \vec{n})$)

Nach Johnson (Joh 62) besteht bei $l = 0$ - Übergängen in erster Näherung zwischen der Analysierstärke A_y und der Polarisation P_y der Ejektile eine Reaktion folgende Beziehung

$$A_y(\theta) = (2/3) (f_n(\theta) + f_d(\theta))$$

$$P_y(\theta) = f_n(\theta) + (2/3) f_d(\theta)$$

Hierbei sind die $f(\theta)$ Funktionen, die von Spin-Bahn-Wechselwirkungen nur im Eingangs- bzw. nur im Ausgangskanal abhängen.

Überwiegt der Effekt im Eingangs- bzw. Ausgangskanal, so erhält man

$$A_y \approx P_y \quad \text{bzw.} \quad A_y \approx (3/2) P_y$$

Deshalb wurde ein Vergleich mit vorliegenden (d,n)-Messungen durchgeführt (Tay 72, Don 68). In Abb.19 sind die Ergebnisse dargestellt.

Die $C^{12}(d,n_1)N^{13}$ -Messung wurde bei einer Deuteronenenergie von 5 MeV durchgeführt. Wegen des ähnlichen Verlaufs kann trotz der verschiedenen Einschußenergien vermutet werden, daß ein Kanal überwiegt.

Zur weiteren Klärung wurden DWBA-Rechnungen durchgeführt, bei denen jeweils Spin-Bahn-Potentiale nur im Eingangs- bzw. Ausgangskanal verwendet wurden.

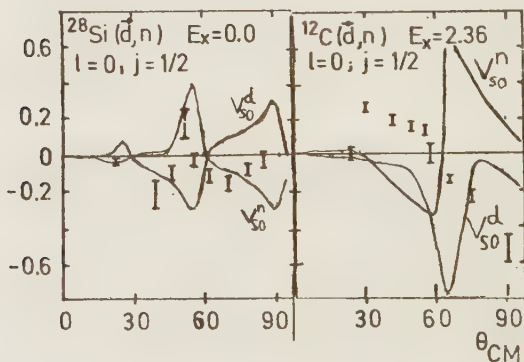


Abb.20 DWBA-Rechnungen mit Spin-Bahn-Wechselwirkung im Eingangs- oder Ausgangskanal

In Abb.20 sind die Ergebnisse dargestellt. Es zeigt sich beim Kohlenstoff, daß beide Anteile gleichphasig verlaufen und beide die Struktur der Messungen nicht wiedergeben können.

Die Rechnung mit Spin-Bahn-Potentialen in beiden Kanälen ist in etwa die Überlagerung der beiden Kurven.

Für den Vergleich am Silizium konnte eine Messung bei $E_d = 8$ MeV herangezogen werden. Auch hier scheint ein Überwiegen eines einzelnen Kanals vorzuliegen.

In der DWBA-Rechnung laufen beim Silizium beide Anteile gegenseitig und auch hier ergibt sich die vollständige Rechnung als Überlagerung der beiden einzelnen Anteile. Die Rechnung mit Spin-Bahn-Potentialen nur im Ausgangskanal zeigt mehr Ähnlichkeit mit dem gemessenen Verlauf, was ein Überwiegen des Ausgangskanals nahelegt. Ähnliche Ergebnisse zeigten im Falle der $\text{Si}^{28}(\vec{d},p)$ -Reaktion Seyler und Goldfarb (Sey 70).

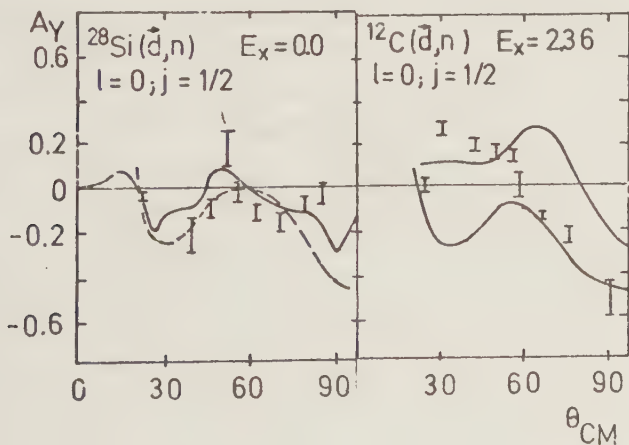


Abb.21 Vergleich zwischen $(\vec{d},p)$ - und $(\vec{d},n)$ -Messungen

Eine Änderung der verwendeten optischen Modell-Parameter wurde wegen des kleinen erfaßten Winkelbereichs bei den $(\vec{d},n)$ -Reaktionen nicht vorgenommen.

Ein Vergleich mit den entsprechenden $(\vec{d},p)$ -Reaktionen

wurde auch bei diesen $l = 0$ - Übergängen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb.21 zu sehen.

Wegen der verschiedenen Q-Werte und der starken Schwankungen der Analysierstärke mit der Energie wurden auch hier jeweils zwei Vergleichsmessungen eingezeichnet. Beim Silizium war die Einschußenergie der $(\vec{d},p)$ -Messung 12 MeV (obere Kurve) (Deb 71) bzw. 9 MeV (untere Kurve) (Cun 69).

Zum Vergleich mit den Ergebnissen bei Kohlenstoff wurden Messungen bei 12 MeV (untere Kurve) (Bax 68) und 8.3 MeV (obere Kurve) (Cun 69) herangezogen.

Die Übereinstimmung der $(\vec{d},p)$ - und $(\vec{d},n)$ -Messungen untereinander für $l = 0$ - Übergänge ist deutlich besser als die Übereinstimmung mit den jeweiligen DWBA-Rechnungen.

Literaturverzeichnis

- (Bax 68) A.M.Baxter, J.A.R.Griffith, S.Roman, Phys. Rev.Lett. 20 (1968) 1114
- (Bec 69) F.D.Becchetti Jr., G.W.Greenlees, Phys.Rev. 182 (1969) 1190
- (Bev 69) P.R.Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw Hill Book Comp., New York, 1969
- (Bro 60) H.W.Broeks, C.E.Anderson, Rev.Sci.Instr.31 (1960) 1063
- (Cia 68) C.M.Cialella, J.A.DeVanney, Nucl.Instr.a.Meth. 6 (1968) 269
- (Cun 69) H.H.Cuno, G.Clausnitzer, R.Fleischmann, Nucl. Phys. A 139 (1969) 657
- (Dar 70) S.E.Darden in: Pol.Phen. in Nucl.React., Proceed., Madison, (1970) p.39
- (Deb 71) A.A.Debenham, J.A.R.Griffith, M.Irshad, O.Karban, S.Roman, Nucl.Phys. A 167 (1971) 289
- (Don 68) T.R.Donoghue, W.L.Baker, P.L.Beach, D.C.DeMartini, C.R.Soltesz, Phys.Rev. 173 (1968) 952
- (End 74) P.M.Endt, C.A.Van de Leun, Nucl.Phys. A 214 (1974)
- (Fin 74) E.Finckh in: Nucl.Spectr.a.React., Part B, Ch.VI A (Ed.J.Cerny, Academic Press, New York, 1974)
- (Fit 67) W.Fitz, R.Jahr, R.Santo, Nucl.Phys. A 101 (1967) 449
- (Gri 70) J.A.R.Griffith, M.Irshad, O.Karban, S.Roman, Nucl.Phys. A 146 (1970) 193
- (Gue 61) P.G.Guest, Numerical Methods of Curve Fitting, p.349, University Press, Cambridge, Engl. (1961)

- (Hae 74) W.Haeberli in: Nucl.Spectr.a.React., Part A, Ch.II A (Ed.J.Cerny, Academic Press, New York, 1974)
- (Hdq 71) D.Hilscher, J.C.Davis, P.A.Quin, Nucl.Phys. A 174 (1971) 417
- (Hic 75) B.P.Hichwa, L.D.Knutson, J.A.Thomson, W.H.Wong, P.A.Quin in: Fourth int.Symp.on Pol.Phen. in Nucl.React., Contributed Papers, Zürich (1975)
- (Hei 71) G.Heil, Diplomarbeit, Erlangen (1971)
- (Hil 75) D.Hilscher et.al., wird veröffentlicht
- (Hop 71) J.C.Hopkins, G.Breit, Nucl.Data Sect. A 9 (1971) 137
- (Hub 61) P.Huber, K.P.Mayer (Eds.), Helv.Phys.Act. Suppl. 6 (1961) 436
- (Joh 62) R.C.Johnson, Nucl.Phys., 35 (1962) 644
- (Ker 41) R.N.Kerawata, Indian J.Phys. 15 (1941) 241
- (Koc 69) D.C.Kocher, W.Haeberli, Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 315
- (Led 68) C.M.Lederer, J.M.Hollander, I.Pearlman, Table of Isotopes, 6.Ed., J.Wiley & Sons, N.Y. (1968)
- (Mar 63) D.W.Marquardt, J.Soc.Ind.Appl.Math., Vol. 11, no.2, pp.431-441 (1963)
- (Qui 72) P.A.Quin et.al., Nucl.Phys. A 183 (1972) 173
- (Rom 70) S.Roman in: Symp.in Nucl.React.Mech.and Pol. Phen. Quebec (1970) p.351
- (Sat 64) G.R.Satchler, Nucl.Phys. 55 (1964) 1
- (Sav 64) A.Savitzky, M.J.E.Golay, Anal.Chem. 36 (1964) 1627
- (Sch 66) R.J.Schutter, ORNL 3888 (1966)
- (Sey 70) R.G.Seyler, L.J.B.Goldfarb in: Pol.Phen. in Nucl.React., Proceed., Madison, (1970) 779

- (Ste 64) J.R.Stehn, M.D.Goldberg, B.A.Maguro, R.Wiener-Chassman, Neutron cross sections, BNL 325, 2.nd.ed., Suppl.No.2, 6-o-2 (1964)
- (Swa 57) C.D.Swartz, G.E.Owens, O.Ames, AEC Report no. NYO-2o53 (1957)
- (Swa 6o) C.D.Swartz, G.E.Owens in: Fast Neutron Physics, Part I, Ch.II B, (Eds. J.B.Marion, J.L.Fowler, Interscience Pub.Inc. New York 196o)
- (Tay 72) J.Taylor, Th.Stammach, G.Spalek, R.L.Walter, Nucl.Phys. A 186 (1972) 33
- (Tom 71) M.E.Toms, Nucl.Instr. a.Meth. 92 (1971) 61
- (Tra 74) M.Trautner: Jahresbericht des Phys.Inst., Erlangen (1974) p.356
- (Wat 69) B.A.Watson, P.P.Singh, R.E.Segel, Phys.Rev. 182 (1969) 977
- (Whi 48) E.Whittaker, G.Robinson, The Calculus of Observations, p.291, Blackie and Son Ltd. London (1948)
- (Win 71) P.A.Wingard, J.E.Luthein, G.W.McBeth, Nucl.Instr. and Meth. 95 (1971) 141
- (Won 75) W.H.Wong, P.A.Quin in: Fourth int.Symp.on Pol. Phen. in Nucl.React., Contributed Papers, Zürich (1975)
- (Yul 67) Yule, Haeberli, Nucl.Phys. A 117 (1968) 1

Lebenslauf

Peter Kr ä m m e r

Geb.am : 7.8.1948
in : Regensburg
Eltern : Dr.Hans Krämm er, Steuerberater
Ehefrau Käthe, geb. Kreutzfeldt
Familienstand : ledig
Schulen : 1954 - 1958 Volksschule Regensburg
1958 - 1967 Realgymnasium Regensburg
Studium : 1967 - 1973 Physikstudium an der Uni-
versität Erlangen - Nürn-
berg
Prüfungen : 26.2.1970 Diplomvorprüfung
16.2.1973 Diplomhauptprüfung
Stellungen : 1.5.1973 - 30.4.1975
Wissenschaftl.Hilfskraft
am Physik.Institut, Abt.IV
seit 1.5.1975
Verwalter der Dienstge-
schäfte eines wissenschaftl.
Assistenten am Physik.
Institut, Abt.IV
Alle Stellungen bei der Universität
Erlangen - Nürnberg

Erlangen, am 7.12.1975

